

PROPAGACION DE UNA LLAMA SOBRE LA SUPERFICIE DE SEPARACION DE UN GAS Y UN MEDIO REACTANTE (*)

Por Carlos SANCHEZ TARIFA
y Antonio MUÑOZ TORRALBO
Dres. Ingenieros Aeronáuticos del INTA

Introducción.

Hay muchos problemas relacionados con el proceso general de propagación de la llama a lo largo de la superficie de separación de un oxidante gaseoso (o combustible gaseoso) y un combustible líquido o sólido (u oxidante).

Este problema cubre un extenso campo, incluyendo procesos del tipo de propagación de llamas en incendios, propagación de llamas en la superficie de combustibles líquidos que arden en el aire o propagación de llamas sobre la superficie de combustibles termoplásticos durante los procesos de ignición en cohetes híbridos.

El problema de propagación de llamas en incendios ha sido estudiado casi exclusivamente en forma experimental, aunque se han hecho algunos estudios teóricos.

La propagación de llamas sobre la superficie de combustibles líquidos ardiendo en el aire ha sido estudiada por nosotros, y se darán algunos resultados en el presente trabajo.

El problema de propagación de llamas sobre la superficie de combustibles sólidos durante los procesos de ignición en motores cohete está recibiendo últimamente una gran atención. Sin embargo, prácticamente todos los estudios se refieren al caso de monopropulsantes de base compuesta o de doble base. Se trata de un problema de una naturaleza diferente, ya que el monopropulsante no necesita un oxidante gaseoso para que se produzca la llama. Sin embargo, algunas conclusiones del presente trabajo pueden aplicarse al estudio del proceso mencionado.

Hay muy poca información del proceso de propagación de llamas sobre la superficie de combustibles sólidos en medio gaseoso en conexión con el proceso de ignición de cohetes híbridos. Horowitz (5) hizo varias medidas de velocidades de avance de llamas sobre la superficie de constituyentes de propulsantes sólidos compuestos: combustibles termoplásticos en atmósfera oxidante y oxidante sólido en medio combustible gaseoso, pero estos estudios fueron hechos como parte de un programa de investigación de propagación de llamas en superficie de monopropulsantes.

El proceso de propagación de llamas es esencialmente el mismo en todos los procesos antes descritos. Si se considera que no existe atmósfera reactante antes de la llama y a una distancia suficientemente alejada, los procesos de propagación ocurren siguiendo las siguientes secuencias: Calentamiento del combustible delante de la llama, vaporización de este combustible y mezclado con el oxidante y, finalmente, ignición y combustión de esta mezcla gaseosa. Este proceso, tomado en conjunto, resulta muy complicado. La velocidad de propagación de la llama estará controlada por el tiempo total necesario para que todos estos procesos tengan lugar.

(*) El programa de Investigación objeto de este trabajo ha sido parcialmente subvencionado por la Air Force Office of Scientific Research, Office of Aerospace Research, de la Fuerza Aérea de los Estados Unidos.

Sin embargo, si el tiempo requerido para uno cualquiera de los procesos parciales es grande comparado con el tiempo preciso para el proceso total, este proceso parcial controlará la velocidad de propagación y se podrá simplificar el estudio del proceso total.

El calentamiento del combustible delante de la llama a medida que éste progresa, es el primer proceso y el más esencial en el mecanismo de propagación de la llama.

Es muy importante conocer el mecanismo de propagación de la llama en el combustible y estudiar el tiempo empleado para los procesos de calentamiento que pueden controlar la velocidad de propagación en muchos casos. Desgraciadamente existe poca información referente a estos problemas.

Se ha encontrado, por ejemplo, que para llamas grandes, del tipo de las que aparecen en incendios forestales o urbanos, la transmisión de calor por radiación es predominante. Por otra parte, debido a que la emisividad de la llama disminuye exponencialmente con su tamaño, se piensa que la convección debe ser el mecanismo de transmisión de calor predominante en la mayoría de los casos de propagación de llamas en la superficie de propulsantes sólidos.

Sin embargo, un estudio analítico general de este problema de transmisión de calor no se ha realizado hasta el momento.

En el presente trabajo se realizará un estudio del proceso de calentamiento del combustible delante de la llama hasta que es alcanzada una cierta temperatura de ignición.

Este estudio tratará el problema considerando radiación y convección, y la importancia relativa de estos dos procesos será analíticamente estudiada y discutida. Se calcularán las velocidades de propagación de la llama con la hipótesis de que la llama alcance un punto determinado cuando la temperatura en la superficie del combustible sólido o líquido alcance una temperatura de ignición dada.

Las velocidades de propagación calculadas de esta forma serán correctas si el tiempo requerido para vaporización, mezclado y combustión es pequeño comparado con el tiempo preciso para calentar el combustible hasta la temperatura de ignición. Se requiere también que el calor empleado en la evaporación del combustible y para la ignición de la mezcla gaseosa sea pequeño comparado con el calor empleado en alcanzar la temperatura de ignición del combustible.

Hicks (6) ha utilizado una hipótesis semejante para estudiar la ignición de monopropulsantes sólidos.

Por otra parte, otros investigadores han considerado que la ignición en algunos tipos de monopropulsantes ocurren a través de una reacción en fase gaseosa que controla el fenómeno.

En nuestro caso, de una combinación bipropulsante, hemos verificado la hipótesis para el caso de propagación de llamas sobre la superficie de hidrocarburos líquidos combustibles ardiendo en aire. Se espera que el calentamiento del combustible controle el proceso de propagación sobre la superficie de algunos combustibles termoplásticos ardiendo en oxígeno cuando tienen altas temperaturas de ignición.

En cualquier caso, el presente trabajo intenta ser una contribución al estudio del proceso de calentamiento delante de la llama, estableciendo un método para estudiar la influencia relativa de los mecanismos de transmisión de calor por convección o bien por radiación.

Hipótesis fundamentales.

El modelo teórico del proceso se basará en las siguientes hipótesis (fig. 1):

1.^a Condiciones estacionarias con respecto a un sistema de coordenadas que se mueve a la misma velocidad que el frente de llamas.

2.^a El oxidante gaseoso se supone que está en reposo delante de la llama, y esta llama se asimilará a una superficie de discontinuidad para la velocidad.

3.^a La transmisión de calor de la llama al combustible delante de la llama, se supone que ocurre debido a radiación exclusivamente. La transmisión de calor de la llama al combustible detrás del frente de llama se considerará que se debe a convección y radiación.

Sin embargo, la conducción desde la llama al combustible delante de éste se desprecia con relación al calor transmitido a través del combustible sólido o líquido, debido a que la conductividad térmica del combustible es mucho mayor que la conductividad térmica en el gas.

4.^a La velocidad de la llama se calcula con la condición de que la llama alcance un cierto punto cuando la temperatura del combustible en la superficie alcanza una determinada temperatura de ignición.

Se considerará que después de la ignición, la temperatura de superficie del combustible aumenta hasta alcanzar una temperatura denominada de combustión.

5.^a El problema se iniciará suponiendo un espesor infinito en el combustible. Esta condición podrá luego ser suprimida.

Bajo estas hipótesis, el problema consiste en la resolución de un problema de transmisión de calor en el combustible líquido o sólido, en el cual el flujo de calor que alcanza la superficie es la condición fundamental de contorno del proceso.

Ecuaciones fundamentales y condiciones de contorno.

Considerando condiciones bidimensionales en el combustible, la ecuación de la energía en relación a un eje de coordenadas de referencia que se mueve con la llama es:

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \rho c u \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad [1]$$

en la cual u es la velocidad de propagación de la llama. Una solución de capa límite se emplea para resolver esta ecuación.

Se puede expresar en este caso la ecuación de la energía de forma integral:

$$\lambda \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \frac{\partial T}{\partial x} dy - \rho c u \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty T dy + Q_0 \phi(x) = 0; \quad [2]$$

en la que $Q_0 \phi(x)$ es el flujo de calor recibido por la superficie del combustible y que es transmitida por conducción a través de él.

Introduciendo variables adimensionales:

$$\nu = \frac{Q_0}{\rho c T_0}; \quad [3]$$

$$\delta = \frac{\lambda}{\rho c \nu}; \quad [4]$$

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_0}; \quad [5]$$

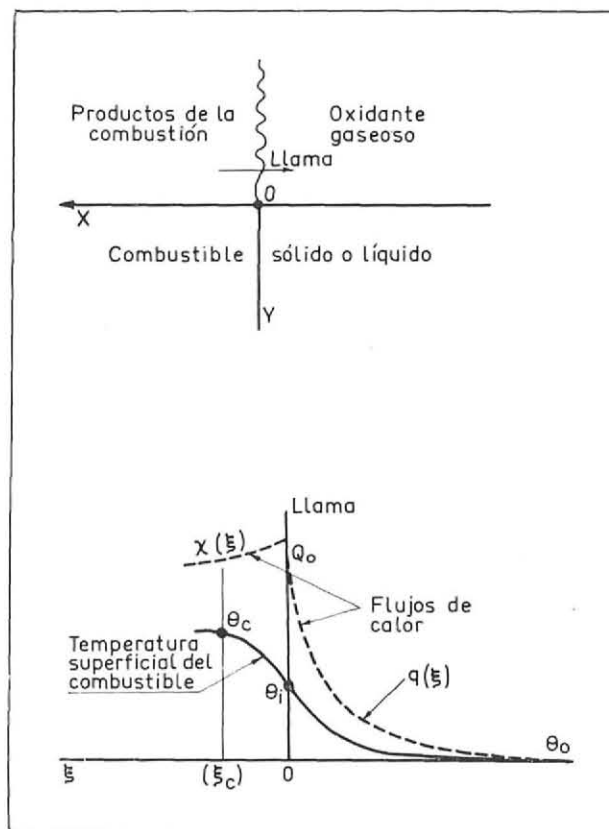
$$\xi = \frac{x}{\delta}; \quad [6]$$

$$\eta = \frac{y}{\delta}; \quad [7]$$

la ecuación [2] se escribe de la forma:

$$-\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \int_0^\infty \theta d\eta - \frac{\nu}{\delta} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^\infty \theta d\eta + \phi(\xi) = 0. \quad [8]$$

Figura 1.



Condiciones de contorno.

a) Región $0 \leq \xi \leq -\infty$.

Hagamos que $\varphi(\xi) = q(\xi)$ sea el flujo adimensional de calor recibido por la superficie del combustible delante de la llama, en el que se incluye la influencia de la reflectividad del combustible. Suponiendo que este flujo de calor se absorbe en la superficie del combustible y despreciando el flujo radiante de calor emitido por el combustible (*) resulta la siguiente condición de contorno:

$$\eta = 0 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = -q(\xi); \\ \xi = -\infty, \quad \theta = \theta_0 = 0; \end{array} \right. \quad [9]$$

$$\eta \rightarrow \infty \left\{ \begin{array}{l} \theta = \theta_0 = 0. \end{array} \right. \quad [10]$$

Si la llama, se supone, tiene forma rectangular, la función $q(\xi)$ se puede aproximar muy bien por medio de una función exponencial de ξ tal como aparece en la referencia (2):

Región $0 \leq \xi \leq \infty$.

Hagamos $\varphi(\xi) = \chi(\xi)$, flujo neto de calor que llega a la superficie del combustible y se transmite por conducción dentro de él.

Este flujo de calor resulta del siguiente balance:

$$\chi(\xi) = \psi_c(\xi) + \psi_R(\xi) - \psi_{RS}(\xi, \theta_s) - \dot{m} q_l, \quad [11]$$

en el cual $\psi_c(\xi)$ y $\psi_R(\xi)$ son el calor transmitido por el gas mediante convección y radiación, respectivamente; $\psi_{RS}(\xi, \theta_s)$ es el calor radiante emitido por la superficie del combustible, y, finalmente, el término $\dot{m} q_l$ representa el calor consumido por vaporización del combustible (\dot{m} = masa evaporada en unidad de tiempo, q_l = calor latente de vaporización).

El calor convectivo $\psi_c(\xi)$ puede ser aproximado, considerando que detrás de la llama existe un flujo uniforme de gas hacia la llama moviéndose a la velocidad $u_g = \frac{\rho_g}{\rho_0} \cdot u$.

Suponiendo condiciones laminares se puede tomar aproximadamente:

$$Q_0 \psi_c(\xi) = 0.33 \cdot \bar{\lambda}_g P_{rg}^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{\rho_g \cdot u}{\rho_{cg} \cdot \nu_g \delta \xi}}. \quad [12]$$

El calor debido a radiación $\psi_R(\xi)$ se puede tomar constante e igual a $q(0)$ en la región cercana al frente de llama.

$\psi_{RS}(\xi)$ se calcula fácilmente al conocerse la temperatura de la superficie de combustible y la emisividad del mismo.

El término $\dot{m} q_l$ es difícil de calcular debido a que corresponde a condiciones transitorias de combustión que siguen el proceso de ignición. Su valor se calcula aproximadamente para líquidos ardiendo en aire (8), pero no existe información para el caso de combustibles termoplásticos ardiendo en aire u oxígeno.

(*) La temperatura del combustible delante de la llama no es alta.

De acuerdo con esto y con las hipótesis fundamentales, detrás del frente de llama existen las siguientes condiciones de contorno:

$$\eta = 0 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = -\chi(\xi); \\ \xi = \xi_c; \theta = \theta_c; \end{array} \right. \quad [13]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)_{\xi = \xi_c} = 0; \\ \eta \rightarrow \infty \end{array} \right\} \xi \leq \xi_0; \theta = \theta_0 = 0. \quad [14]$$

Finalmente, la condición $\theta = \theta_i$ para $\xi = 0$ da la velocidad de propagación u que es un *eigenvalue* (valor propio) de la ecuación diferencial.

Resolución de la ecuación.

El proceso que estamos estudiando de propagación de llamas es especialmente apropiado para ser estudiado mediante una aproximación de capa límite, debido a que se verifica el que sólo en una fina capa de combustible la temperatura del mismo será modificada por el proceso de propagación, existiendo, por tanto, una capa límite térmica.

Esta solución de capa límite se obtiene aproximando los perfiles de temperatura dentro del combustible por medio de las expresiones exponenciales:

$$\theta = \theta_s \exp \left[-\frac{\varphi(\xi)}{\theta_s} \eta \right]. \quad [15]$$

Introduciendo esta expresión en [8] resulta la siguiente ecuación diferencial ordinaria:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} - \frac{u}{\nu} \frac{d\Phi}{d\xi} + \varphi(\xi) = 0, \quad [16]$$

en la cual:

$$\Phi = \frac{\theta_s^2}{\varphi(\xi)}. \quad [17]$$

La ecuación [16] se integra fácilmente en el momento en que se conoce la expresión de $\varphi(\xi)$, consiguiéndose directamente la temperatura $\theta_s(\xi)$. Introduciendo la condición $\theta_s(0) = \theta_i$, se obtiene una expresión que nos dé la velocidad adimensional de propagación u/ν .

Este método de solución es válido para cualquier expresión de $\varphi(\xi)$.

En particular el problema se resolverá tomando:

$$\varphi(\xi) = q(\xi) = e^{\beta \xi} \quad (0 \leq \xi \leq \infty). \quad [18]$$

$$\chi(\xi) = \chi = \text{cte.} \quad (0 \leq \xi \leq \xi_c). \quad [19]$$

Estos valores corresponden, respectivamente, a una expresión aproximada del flujo radiante delante de la llama y a un calor medio convectivo detrás de la llama sumado a un calor de radiación constante.

La validez de la aproximación de capa límite es dudosa en una región alejada de la llama, en la cual el flujo $\varphi(\xi)$ es pequeño, ya que en las dos ecuaciones [8] y [16] los dos primeros términos son predominantes, y entonces la solución de la ecuación tenderá a la del caso unidimensional. Este problema

se soluciona aplicando la solución de capa límite únicamente hasta una coordenada $\xi = \xi_b$ delante de la llama, en la cual $\varphi(\xi_b)$ es pequeño y resolviendo la ecuación [16] para $\varphi(\xi) = 0$ de $\xi = \xi_b$ a $\xi = -\infty$. En el punto $\xi = \xi_b$ ambas soluciones se empalman igualando temperaturas y sus derivadas.

Por otra parte, la ecuación [16] se resuelve separadamente para la región $0 \leq \xi \leq \xi_b$, en la que $\varphi(\xi) = e^{\beta \xi}$ y la región $0 \leq \xi \leq \xi_b$, en la que $\varphi(\xi_b) = \chi$ cte.

En $\xi = 0$ ambas soluciones coinciden.

El resultado final de todos estos cálculos es dado por las expresiones:

$$\Psi \chi + \chi^2 \frac{\nu^2}{u^2} \left[\log \frac{\chi^2 \frac{\nu^2}{u^2}}{\chi \Psi} - 1 \right] - (\theta_c^2 - \theta_i^2) = 0; \quad [20]$$

en la que:

$$\Psi = \frac{1}{\chi} \frac{\nu}{u} \left\{ \frac{\theta_i^2 + \left[\left(\beta - \frac{u}{\nu} \right)^{-1} - 2 \right] \left(\beta - \frac{u}{\nu} \right)^{-1} \cdot e^{\beta \xi_b}}{1 - \left(\beta - \frac{u}{\nu} \right) \left(\beta - \frac{2u}{\nu} \right)^{-1} \cdot e^{\frac{u}{\nu} \cdot \xi_b}} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\beta - \frac{u}{\nu}}{\beta - \frac{2u}{\nu}} \beta e^{\frac{u}{\nu} \cdot \xi_b} - \beta - \frac{u}{\nu} \right] - \frac{2 e^{\beta \xi_b}}{\beta - \frac{2u}{\nu}} + \frac{2}{\beta - \frac{u}{\nu}} + \chi^2 \frac{\nu}{u} \right\}. \quad [21]$$

Estas expresiones dan el valor de la velocidad de propagación adimensional $\frac{u}{\nu}$ como función de las variables principales y parámetros del proceso.

La expresión [21] se puede simplificar considerando que $e^{\beta \xi_b} = \varphi(\xi_b)$ es pequeño. Desde luego esta aproximación de capa límite es sólo válida cuando la longitud característica de la ecuación [1]:

$$l = \frac{\lambda}{\rho c u}; \quad [22]$$

es pequeña comparada con una dimensión lineal del proceso, resultando:

$$\frac{u}{\nu} \xi_b = \frac{x_b}{\frac{\lambda}{\rho c u}}. \quad [23]$$

Donde se ve que $\frac{u}{\nu} \xi_b$ debe ser grande y por tanto, $e^{\frac{u}{\nu} \cdot \xi_b}$ pequeño (pues $\xi_b < 0$).

Introduciendo estas simplificaciones en [21] resulta:

$$\Psi = \frac{1}{\chi} \frac{\nu}{u} \left[\frac{2}{\beta - \frac{u}{\nu}} + \chi^2 \frac{\nu}{u} - \left[\theta_i^2 + \frac{1}{\beta \left(\beta - \frac{u}{\nu} \right)} \right] \left[\beta + \frac{u}{\nu} \right] \right], \quad [24]$$

que no depende de ξ_b , lo cual significa que la velocidad de propagación no depende de las condiciones existentes a una distancia suficientemente alejada delante de la llama.

La figura 2 muestra los valores de u/ν como función de la temperatura de ignición θ_i , para varios valores de θ_c .

Se puede ver que para pequeños valores de θ_i , u/ν es grande, y la temperatura de combustión θ_c no influye en el proceso y la influencia de la convección resulta despreciable.

Para $\frac{u}{v} \gg 1$ tienden a estas condiciones obtenidas directamente de las ecuaciones [2] y [24] cuando se introduce la condición $\chi = 0$, dándonos:

$$\frac{\nu}{u_R} \left[\frac{2}{\beta - \frac{u_R}{\nu}} - \left[\theta_c^2 + \frac{1}{\left(\beta - \frac{u_R}{\nu} \right)} \right] \left[\beta + \frac{u_R}{\nu} \right] - (\theta_c^2 - \theta_l^2) \right] = 0, \quad [25]$$

en la cual u_R es la velocidad de propagación cuando el calor por radiación es predominante.

Por otra parte, si la transmisión de calor por convección es grande comparado con la que se realiza por radiación, o sea que $\chi \gg 1$, se obtiene:

$$\chi^2 \frac{\nu^2}{u^2_c} \log \frac{\frac{\nu^2}{u^2_c} \chi^2}{\frac{\nu^2}{u^2_c} \chi^2 - \theta^2_i} - \theta^2_c = 0, \quad [26]$$

Expresión que da directamente el valor de la velocidad de propagación u_c cuando el calor de convección es el mecanismo predominante de transmisión de calor en el proceso.

Propagación de la llama sobre la superficie de un combustible líquido.

Una comprobación teórica y experimental del presente estudio se ha realizado para el caso de la propagación de la llama sobre la superficie de hidrocarburos líquidos que arden en el aire.

La temperatura de ignición es, en este caso, la temperatura de *flash point*. La temperatura inicial de combustible se considera igual o más pequeña que la temperatura de *flash point* para estudiar el mecanismo de propagación de la llama.

El estudio se realizó en el caso de llamas de grandes dimensiones, en el que el calor transmitido por radiaciones es predominante, incluso en el caso de combustión estacionaria (8). Para el caso de propagación de la llama, un estudio preliminar mostró que la influencia de la convección fue despreciable a excepción, quizá, para velocidad de propagación pequeña.

Debido a la temperatura de ignición no es grande en relación a la temperatura inicial del combustible T_0 , los gradientes de temperatura paralelos a la superficie del combustible, no pueden ser muy grandes y fueron despreciados comparados con los altos gradientes de temperatura existentes en dirección perpendicular a la superficie del combustible. Para esta condición, al ecuación [9] se reduce a:

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \rho c u \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad [27]$$

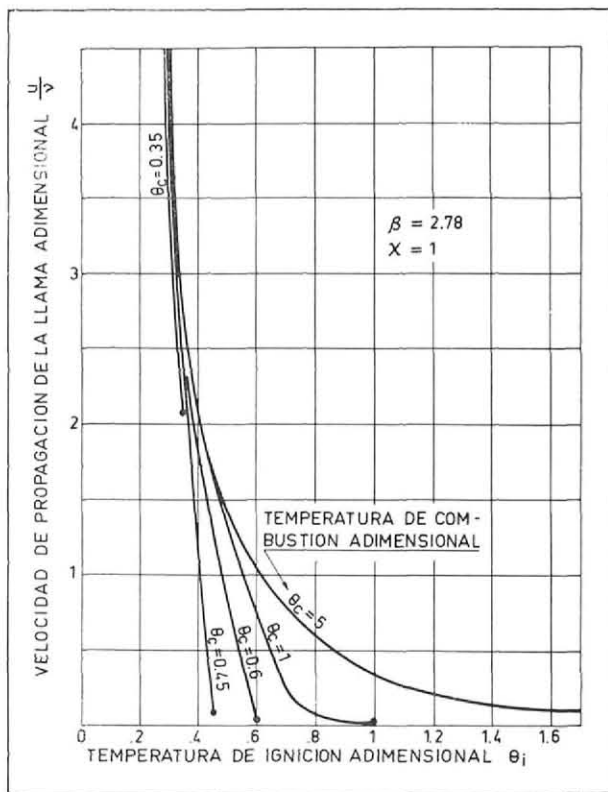


Figura 2.

ecuación que tiene solución analítica exacta.

La capa de combustible se supuso de espesor finito y_0 (o η_0), situada sobre un medio de espesor y_0 (ó η'_0). Se consideró que y'_0 es lo bastante grande para que sea $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=y_0} = 0$ a lo largo del proceso.

La temperatura inicial de combustible y del medio soporte se tomaron iguales a T_0 .

El flujo de calor por radiación de la llama que alcanza a la superficie del combustible viene dada por la expresión:

$$Q_0 q(x) = \varepsilon \sigma T_F^2 F = E F; \quad [28]$$

en el cual el poder emisor E se determinó experimentalmente.

Asimilando la forma de la llama a un rectángulo de altura h y anchura b , el factor geométrico E se aproximó mediante la expresión [2]:

$$F = K e^{\beta \frac{x}{\delta}}, \quad [29]$$

en el cual K puede tomarse constante y β depende de la relación h/b .

Bajo la hipótesis precedente, la integración de la ecuación [27] nos da la siguiente expresión implícita para la velocidad de propagación:

$$\frac{1}{\sqrt{\beta \frac{u}{v}}} \operatorname{cth} \left(\gamma_0 \sqrt{\beta \frac{u}{v}} + \Pi \right) - \theta_i = 0, \quad [30]$$

en la cual la función Π está dada por:

$$\operatorname{th} h \Pi = \omega \operatorname{th} \left(-\gamma'_0 \omega \sqrt{\beta \frac{u}{v}} \right), \quad [31]$$

donde:

$$\omega = \sqrt{\frac{\lambda' \rho' C'}{\lambda \rho C}}; \quad [32]$$

Esta solución es válida si el parámetro:

$$\Lambda = \left| \omega \operatorname{th} \left[-\gamma'_0 \omega \sqrt{\beta \frac{u}{v}} \right] \right| < 1, \quad [33]$$

por otra parte, si $\Lambda > 1$, aparece la siguiente solución:

$$\frac{1}{\sqrt{\beta \frac{u}{v}}} \operatorname{th} \left(\gamma_0 \sqrt{\beta \frac{u}{v}} + \Pi \right) - \theta_i = 0, \quad [34]$$

siendo:

$$\operatorname{cth} h \Pi = \omega \operatorname{th} \left(-\gamma_0 \omega \sqrt{\beta \frac{u}{v}} \right). \quad [35]$$

La velocidad de propagación de la llama se muestra en la figura 3 como función del espesor de combustible η_0 . Como podía esperarse, por encima de un cierto valor de η_0 , la velocidad de propagación de la llama no depende de éste. Por otra parte, la velocidad de propagación aumenta si el espesor del combustible aumenta, si $\omega > 1$, y viceversa.

Figura 3.

Los perfiles de temperatura se representan en la figura 4. Se obtuvieron con la expresión:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\operatorname{sh} \left(-\frac{y}{\delta} \cdot \left| \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \frac{u}{v} + 11 \right| e^{\beta \frac{u t}{\delta}} \right)}{\left| \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \frac{u}{v} \operatorname{ch} \left[\frac{y_0}{\delta} \left| \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \frac{u}{v} + 11 \right| \right]} \right) \right), \quad [36]$$

en el cual 11 dada por [35].

Puede observarse que el gradiente de temperatura es muy fuerte en la proximidad de la superficie del combustible, confirmandose la hipótesis previamente expuesta.

Resultados experimentales.

La primera parte del trabajo experimental se dedicó al estudio de la posibilidad de conseguir un proceso de propagación de la llama de forma estacionaria en un canal, además del estudio de la influencia en el proceso de la anchura del canal y de la altura de la llama.

Este programa se realizó con la instalación, que se muestra en la figura 5.

El tamaño de la llama fue controlado por medio de una pantalla metálica que se movía detrás del frente de llama y a la misma velocidad que éste. Se observó que la velocidad de propagación de la llama no depende de la anchura del canal a partir de un cierto valor, y que la velocidad aumenta a medida que aumenta la altura de la llama hasta que se alcanza un máximo valor.

Si la pantalla no se usa, se obtiene una velocidad de propagación constante si se mide una vez que la llama se ha propagado a través de $1/3$ de la longitud total del canal.

De acuerdo con estos resultados y para estudiar la influencia de la profundidad y de la temperatura inicial del combustible, se preparó un canal nuevo de 5 metros de longitud y 0.5 metros de ancho. El canal se llenó con agua a la temperatura deseada y entonces el combustible se depositó sobre el agua.

La ignición se consiguió con ayuda de una pequeña cantidad de gasolina y las velocidades de propagación se midieron por medio de una cámara de cine y usando un cronómetro.

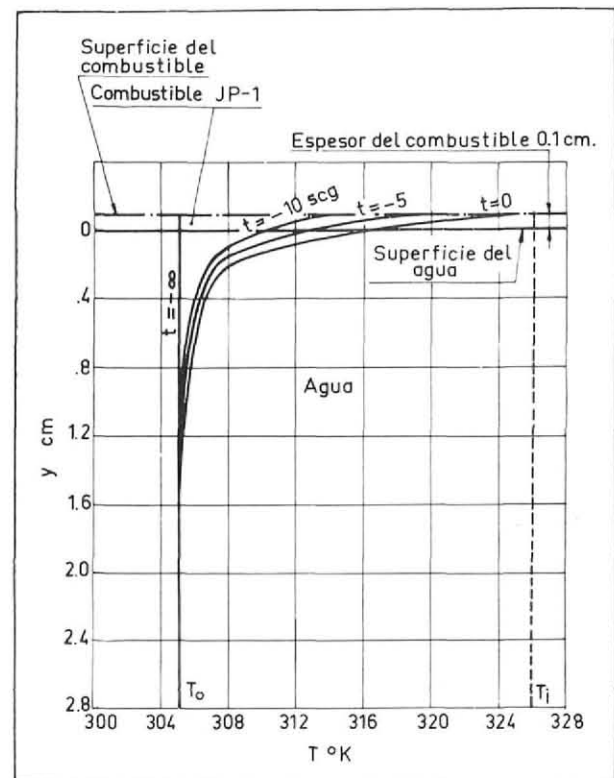
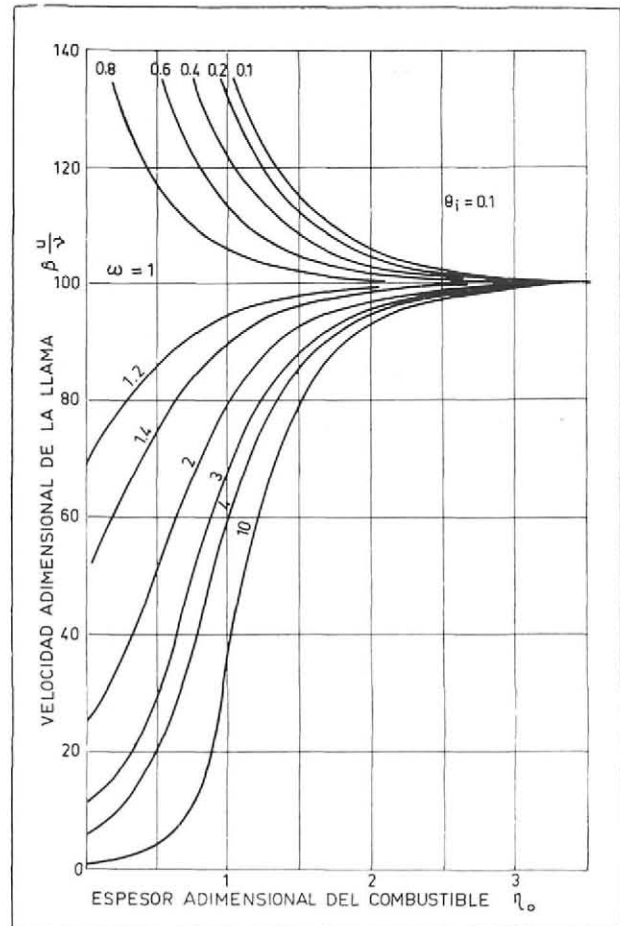


Figura 4.

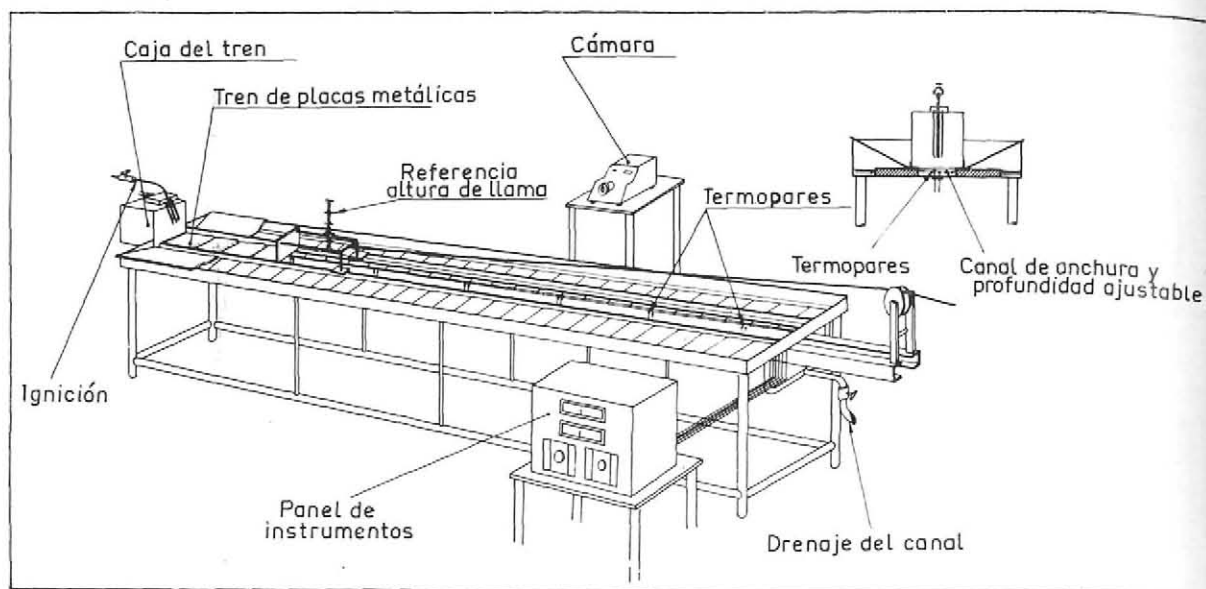


Figura 5.

Algunos resultados típicos experimentales se muestran en la figura 6.

Midiendo el poder emisor de la llama mediante radiómetros, fue posible calcular la velocidad de propagación utilizando las expresiones [34] y [35].

En la figura 6 se incluye una comparación entre resultados experimentales y teóricos. Puede verse que hay una buena correlación.

Para altas velocidades de propagación, cuando la temperatura inicial es cercana a la ignición, los valores teóricos son más altos que los obtenidos experimentalmente. Este resultado podía esperarse debido a que para $T_0 = T_i$ la velocidad teórica dada por el modelo es infinita.

Realmente, a temperaturas iguales o más altas que el *flash point*, la llama se propaga a lo largo de la mezcla de combustible gaseoso-aire existente sobre la superficie de combustible líquido.

Por otra parte, a bajas velocidades de propagación los resultados teóricos son más pequeños que los valores experimentales, lo cual es probablemente debido a la influencia de calor de convección, que puede ejercer alguna influencia en la región de velocidad de propagación muy pequeñas.

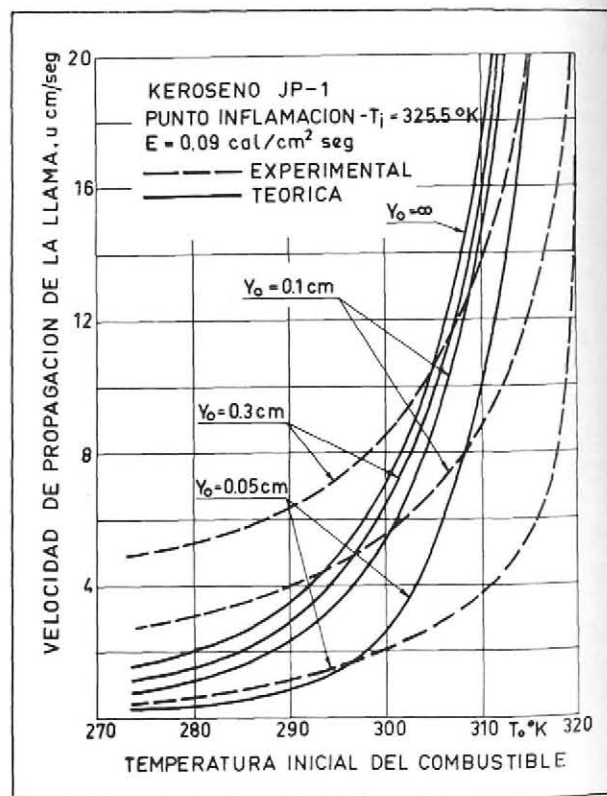


Figura 6.

Referencias.

1. EMMOS, H. W.: *Tenth Symposium (International) on Combustion*.
2. SÁNCHEZ TARIFA, C., et al.: *Heterogeneous Combustion and Flame Structures*. Grant AF EOAR 63-44. Final Report, INTA. Madrid, 1965.
3. McALEVY, III, R. F.; MAGEE, R. S., and WRUBEL, J. A.: *AIAA Solid Propellant Rocket Conference*, Palo Alto, California, January 1965.
4. DE SOTO, S., and FRIEDMAN, H. A.: *AIAA Journal*, March 1965.
5. HOROWITH, F. A.: *Stevens Institute of Technology Report*, June 1965.
6. HICK, B. L.: *J. of Chemical Physics*, 22, 414, 1954.
7. McALEVY, III, R. F.; CONAN, P. L., and SUMMERFIELD, M.: *Solid Propellant Rocket Research*, Vol. 1 of ARS series. Academic Press, 1960.
8. SÁNCHEZ TARIFA, C., et al.: *Open Fires and Transport of Firebrands*. U. S. Forest Service Grant FG-Sp-114. Second and Third annual Reports. INTA. Madrid, 1963-1964.

NOTACION

C	= calor específico.
E	= poder emisivo.
F	= factor geométrico.
l	= longitud característica.
K	= parámetro.
\dot{m}	= velocidad evaporación.
P_r	= número de Prandtl.
q_l	= calor latente de vaporización.
t	= tiempo.
T	= temperatura.
u	= velocidad de propagación de la llama.
β	= parámetro.
δ	= longitud característica.
ε	= emisividad de la llama.
η	= coordenada adimensional perpendicular a la superficie del combustible.
η_0	= espesor adimensional.
θ	= temperatura adimensional.
λ	= conductividad térmica.
ν	= velocidad característica, también viscosidad cinemática.
ξ	= coordenada adimensional paralela a la superficie del combustible.
Φ	= función.
Ψ	= función.
Π	= función.
ρ	= densidad.
σ	= constante de Stefan Boltzmann.
ω	= parámetro.
$Q_0 \phi(\xi)$	= flujo de calor a través de la superficie del combustible.
$Q_0 q(\xi)$	= flujo de calor a través de la superficie de combustible antes de la llama.
$Q_0 \chi(\xi)$	= flujo de calor a través de la superficie de combustible detrás de la llama.

Subíndices

c	= combustión.
g	= fase gaseosa.
i	= ignición.
0	= condiciones iniciales.

Superíndices

$'$	= medio soporte.
-----	------------------